

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРЯМОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА И ПАРАКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУМЕРНОГО ПУЧКА

Ж. В. Колядко, А. Е. Загорский

Мозырский государственный педагогический университет
им. И. П. Шамякина, Мозырь
E-mail: zh.kolyadko@mail.ru

Моделирование распространения и взаимодействия световых пучков обычно базируется на параксиальном приближении. В этом подходе предполагают, что изучаемые световые пучки имеют относительно большие поперечные размеры, намного превышающие длину световой волны, а исследуемые процессы протекают при малых углах дифракционного отклонения. В случае изучения распространения и взаимодействия узких пучков (ширина пучка сравнима с длиной световой волны), параксиальное приближение становится неприменимым [1]. Поэтому для узких световых пучков часто используется метод конечных разностей во временной области (finite differences in time domain (FDTD) [2–6].

Алгоритм FDTD был впервые предложен Кейном Йи (Yee) в 1966 году [4]. Он разработал методику реализации явной конечно-разностной схемы для решения уравнений Максвелла в пространстве и времени [2, 5]. По этой методике уравнения Максвелла решаются дискретно, причем шаг по времени пропорционален пространственному шагу и обратно пропорционален скорости света [5]. Преимущества метода FDTD – это стабильность и относительно высокая точность [2, 5].

Рассмотрим двумерный световой пучок ТМ-типа (transverse magnetic wave) [4], который распространяется в керровской среде. Для описания распространения этого пучка будем использовать нелинейное векторное дифференциальное уравнение в частных производных [7].

Для проведения сравнения результатов моделирования распространения световых пучков (длина световой волны $\lambda = 0.53$ мкм), полученных методом FDTD [2–6], с результатами, основанными на параксиальном приближении, были выбраны следующие параметры среды: невозмущенный показатель преломления $n_0 = 2.46$, постоянная Керра $n_2 = 1.25 \cdot 10^{-18}$ м²/Вт [8], толщина среды $d = 50$ мкм.

Сначала рассмотрим распространение светового гауссова пучка с радиусом перетяжки $x_0 = 7$ мкм. В этом случае характерные размеры пучка значительно превышают длину световой волны. Как показывают численные расчеты, для выбранных параметров светового пучка дифракционная расходимость достаточно мала и результаты моделирования рас-

пространения двумерного светового пучка с гауссовым профилем распределения интенсивности на входе в нелинейную среду хорошо согласуются для двух рассмотренных методов.

Если же уменьшить размеры светового пучка ($x_0 = 1.3$ мкм), то результаты численных расчетов с использованием различных моделей демонстрируют серьезное отличие. При использовании метода FDTD, как показывают численные расчеты, уменьшение размеров пучка приводит к увеличению дифракционной расходимости пучка. Сравнение результатов, полученных обоими методами, вызывает некоторые трудности в связи с тем, что в параксиальном приближении оценивается огибающая усреднённой интенсивности светового пучка, а в методе FDTD вычисляются поверхности характеристических векторов световой волны. Поэтому сравнение проводилось по усредненной интенсивности световых волн на небольшом участке волны на выходе из нелинейной среды.

Известно, что в параксиальном приближении отбрасываются некоторые слагаемые, в частности градиент дивергенции напряженности электрического поля, и вторая производная по координате распространения светового пучка приравниваются к нулю. В результате для модели параксиального приближения не наблюдается ожидаемого более сильного дифракционного расхождения пучка. Поэтому результаты, полученные методом FDTD, заслуживают большего доверия. Однако решающее заключение остаётся всё-таки за экспериментом.

Таким образом, рассмотрено распространение узких световых пучков в керровской среде с использованием прямого решения уравнений Максвелла. Проведено сравнение результатов моделирования распространения световых пучков с использованием метода FDTD, с результатами, основанными на параксиальном приближении. Экспериментальное сравнение результатов для световых пучков с поперечными размерами, сравнимыми с длиной световой волны, в фоторефрактивных кристаллах предполагается рассмотреть в отдельной работе.

1. *Perez-Garcia V. M., Torres P., Garcia-Ripoll J. J., Michinel H.* // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 2000. Vol. 2. P. 353–358.
2. *Закиров А. В., Левченко В. Д.* // Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша. 2008. № 21. 20 с.
3. *Buddhi R.* // The Hilltop Review, Spring. 2011. Vol. 4, № 2. P. 45–54.
4. *Yee K. S.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966. Vol. AP-14. P. 302–307.
5. *Bellanca G., Semprini R., Bassi P.* // Opt. and Quant. Electr. 1997. Vol. 29. P. 233–241.
6. *Dadashzadeh N., Romanov O. G.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2014. Vol. 17, № 2. P. 169–176.
7. *Crosignani B., Yariv A., Mookherjee S.* // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 11. P. 1254–1256.
8. *Joseph R. M., Taflove A.* // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1997. Vol. 45, № 3. P. 364–374.